

На этой же фигуре представлены спектры обтекания крыльев на $\alpha \sim \alpha_*$. Для крыльев с $\theta_0 \geq 20^\circ$ расчеты по работе [4] и опытные данные хорошо совпадают. Для крыльев с $\theta \leq 10^\circ$ совпадение расчетных и экспериментальных данных менее удовлетворительно. Это можно объяснить как приближенностью расчетов, которая может сказываться в большой степени при $\theta_0 \rightarrow 0$, так и тем, что испытывались крылья конечных размеров. Кроме того, при малых θ_0 трудно осуществить эксперимент с соответствующим срывом потока и образованием близкого к расчетному вакуума на тыльной стороне крыла. Тем не менее, спектры обтекания на фиг. 7 указывают на то, что α_* может быть много больше 90° и, если возможно улучшить условия проведения экспериментов, то, по-видимому, можно получить результат, соответствующий участку пересечения областей 4 и 6 фиг. 1, то есть осуществить эксперимент, в котором ударная волна будет одновременно присоединена к вершине и к задней кромке крыла.

6. Наклон ударной волны. Данные о спектрах обтекания позволили определить угол наклона присоединенной ударной волны с поверхностью крыльев в плоскости симметрии, фиг. 8. На фигуре, кроме экспериментальных данных для крыльев с $\theta_0 = 1, 2, 4, 6, 10, 20, 30, 45$ и 60° , нанесены расчетные данные для соответствующих крыльев и углов атаки $\alpha = 30, 50$ и 60° по работе [5], а также расчетные данные для прямоугольной пластины (кривая 1) и для конусов с углами полураствора $\theta = \alpha$ при симметричном обтекании (кривая 2). Видно, что для крыльев со стреловидностью в 30° и более наклон ударной волны при $\alpha \geq 20^\circ$ значительно меньше, чем для прямоугольной пластины. Сравнивая экспериментальные данные с расчетной кривой 2 для конусов, можно отметить удовлетворительное совпадение по наклону волны при углах атаки $\alpha = \theta_0$. Этот экспериментальный факт, по-видимому, является некоторым оправданием для привлечения полуэмпирической теории касательных конусов к описанию сверхзвукового обтекания треугольных крыльев (см. [5]). Из рассмотрения фиг. 8 можно сделать предположение о том, что при $\alpha < 10^\circ$ и $\theta_0 < 10^\circ$ данные по наклону ударной волны для треугольных крыльев будут близки к кривой 2.

Расчеты, выполненные по формулам работы [4], дают результаты, хорошо совпадающие с экспериментом для широкого диапазона изменения параметров α и θ_0 .

Поступило 8 XII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Мельников Д. А. Обтекание сверхзвуковым потоком плоской треугольной пластины. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 6.
2. Черный Г. Г. Гиперзвуковое обтекание крыльев при больших углах атаки. Докл. АН СССР, 155, 2, 1964.
3. Базжин А. П. Расчет обтекания треугольного крыла методом интегральных соотношений. Инж. ж., 1964, № 4.
4. Черный Г. Г. Крылья в гиперзвуковом потоке. ПММ, 1965, т. 29, вып. 4.
5. Paulson J., Schadt G. A study of the pressure and heat transfer distribution on highly swept slab delta wings in supersonic flow. AIAA Paper, 1966, vol. 66—130.

ОБТЕКАНИЕ V-ОБРАЗНЫХ КРЫЛЬЕВ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ПРИ ЧИСЛЕ $M = 3.9$

А. Л. ГОНОР, А. И. ШВЕЦ

(Москва)

В последнее время заметно возрос интерес к сверхзвуковому обтеканию V-образных крыльев. Первая работа [1], привлекавшая внимание к этой задаче, вышла в 1961 г. С тех пор появился целый ряд публикаций [2—12], развивающих это направление. Исследование, проведенное в [1], показало, что течение около V-образного крыла с плоскими поверхностями и треугольной формой в плане при специальном выборе геометрии и числа Маха будет происходить с плоской ударной волной, лежащей на передних кромках крыла. При этом внешняя поверхность крыла выбирается по потоку, а внутренняя — находится в области сжатия и определяет основную часть сил, действующих на крыло. Подобное решение для обтекания пирамидальных тел несколько раньше получено в [13]. Большинство работ [1—7, 10] посвящено обтеканию V-образного крыла, имеющего в расчетном режиме один плоский скачок. В [8, 9, 11, 12] построены

и проверены экспериментально течения с несколькими скачками в расчетном режиме. В некоторых исследованиях [3, 4, 6, 10], помимо расчетного режима, приводятся данные эксперимента, касающиеся обтекания указанных крыльев под углом атаки.

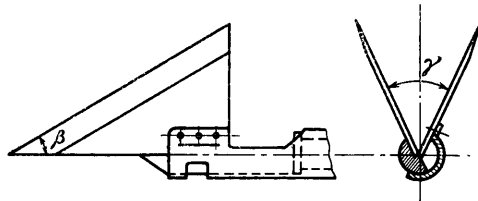
Отличительной чертой V-образных крыльев является высокое аэродинамическое качество. Результаты расчета показали, что в классе крыльев с плоским присоединенным скачком качество достигает максимума при углах раскрытия, меньших 180° [10]. Хотя этот максимум получен среди неэквивалентных крыльев, его наличие дает основание предполагать, что крыло V-образной формы будет оптимальным и в классе эквивалентных крыльев для сверх- и гиперзвуковых скоростей полета. Ниже обсуждаются результаты экспериментов по обтеканию V-образных крыльев при произвольных геометрических параметрах.

Для изучения обтекания была изготовлена сборная конструкция (фиг. 1), позволяющая вращать одну половину крыла относительно другой, изменяя угол раскрытия γ от 0 до 180° . Моделирование толщины крыла (рассматривается объем «затененной» области) производилось углом атаки α , изменявшимся в диапазоне от 0 до 15° .

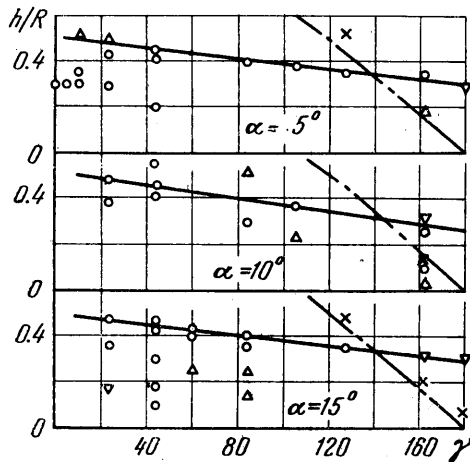
Испытывались две модели V-образных крыльев с углами при вершине β , соответственно равными 35 и 30° . Ниже эти модели называются: модель 1 и 2. Длина модели 1 равна 236 мм, а модели 2 — 297 мм. Размах полукрыла у обеих моделей составлял $167,5$ мм. На модели 1 сделано 36 дренажных отверстий, на модели 2 — 40 дренажных отверстий. Отверстия располагались на внутренней стороне крыльев в сечении, нормальном к оси модели и расположенном на расстоянии 30 мм от заднего среза крыльев. Отверстия имели диаметр $0,7$ мм.

Для изучения структуры течения между крыльями за моделью устанавливалась гребенка полных давлений. Трубки располагались в плоскости симметрии крыльев на расстоянии 20 мм от заднего среза крыльев. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе при числе $M = 3,9 \pm 0,05$. Число Рейнольдса, отнесенное к размаху крыльев и определенное по параметрам набегающего потока, составляло $5,7 \cdot 10^6$.

Расшифровка теневой картины течения около V-образных крыльев описана в работе [12]. Здесь пространственная картина расположения скачков определялась аналогичным методом. В ходе испытаний модель устанавливалась в передней части оптического окна, чтобы можно было увидеть структуру течения (след) за моделью, которая сохраняется такой же, как и внутри крыльев.



Фиг. 1



Фиг. 2

В повторных испытаниях были обнаружены смещения скачков в связи с колебанием числа M , а также ошибок, допускаемых при установке углов раскрытия и крена моделей. Положение каждого скачка определялось величиной отношения h/R , где: h — расстояние в данном сечении от оси модели до скачка в плоскости симметрии крыльев; R — расстояние в этом же сечении от оси до кромки крыла. Влияние угла раскрытия на положение скачков в следе для модели 1 показано на фиг. 2 (для модели 2 график аналогичный). Каждая кривая соответствует определенному углу атаки. Сплошной кривой соединены экспериментальные точки, соответствующие наиболее яркому верхнему скачку или верхней границе полосы. Штрих-пунктирной

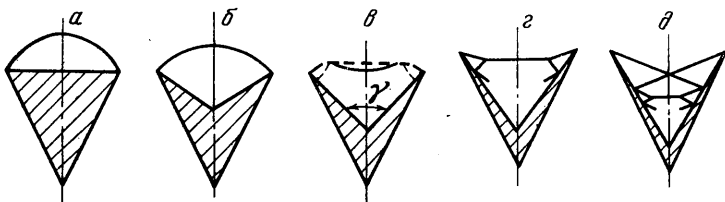
Анализируя картину течения в следе, необходимо произвести какую-либо классификацию скачков. С этой целью при расшифровке снимков скачки отмечались разными знаками в зависимости от положения относительно крыла, интенсивности, ширины полосы, занимаемой видимой линией скачка. Линия скачка, находящаяся выше кромки крыла, обозначалась перевернутым треугольником, сильные скачки — кружком и слабые — треугольником. Если на снимке была видна полоса, то верхняя и нижняя границы полосы отмечались значками, соединенными между собой.

Следует указать на некоторый разброс линий, который вызывался погрешностями при расшифровке фотографий.

кривой показано расчетное положение передней кромки крыла в процессе изменения угла раскрытия. Крестиками отмечено положение передней кромки, измеренное по фотографиям. Отличие расчетных и измеренных значений объясняется неточностью установки угла крена.

В случае обтекания треугольного крыла ($\gamma = 180^\circ$) под углом атаки ударная волна присоединена к передним кромкам, и отношение h/R для образующей, расположенной в плоскости симметрии ударной волны, равно, примерно, от 0.3 до 0.4. Отметим, что при обтекании треугольного крыла с углом $\beta = 35^\circ$ (модель 1) ударная волна составляет в плоскости симметрии несколько больший угол с поверхностью модели, чем при обтекании крыла с углом $\beta = 30^\circ$ (модель 2).

Как для первой, так и для второй моделей увеличение угла атаки приводит к снижению величины h/R . Это влияние более заметно при больших углах раскры-



Фиг. 3

тия. Из графиков видно, что по мере сближения крыльев коническая ударная волна постепенно отходит от оси и зависимость величины h/R от γ носит почти линейный характер (сплошная кривая фиг. 2).

При угле раскрытия, равном примерно 140° — для первой модели и 126° — для второй, верхняя образующая конической ударной волны оказывается ниже проекции кромок крыльев на вертикальную плоскость. По мере роста угла атаки равенство значений h/R для волны и для кромок несколько смещается в сторону больших углов γ . Так, для первой модели рост угла атаки от 5 до 15° изменяет величину γ от 140 до 143° , а для второй модели — от 125 до 132° .

Рассмотрим теперь, какие режимы течений осуществляются при последовательном уменьшении угла раскрытия, начиная от плоского треугольного крыла ($\gamma = 180^\circ$) и кончая почти полным сближением крыльев ($\gamma = 0$).

Расшифровка снимков показала, что реализуется несколько типов течений с различными системами скачков уплотнения. При больших углах раскрытия (начиная от 180°) обтекание происходит с одной головной ударной волной, присоединенной к передним кромкам (фиг. 3, а). По мере уменьшения угла γ кривизна в поперечном сечении головной волны уменьшается, и она перемещается ближе к поверхности тела (фиг. 3, б). Дальнейшее уменьшение угла γ приводит к схеме обтекания с почти плоской волной (фиг. 3, в). Причем, при специальных значениях параметров она становится в точности плоской [13].

Отметим, что расшифровка снимков, соответствующих фиг. 3, в, допускает две возможные системы скачков. Одна из них показана сплошной линией, вторая — пунктиром. Режимы течения, когда возмущенная область находится между крыльями, показаны на фиг. 3, г и д. Тип течения, следующий непосредственно за течением с почти плоским скачком (разобранный на фиг. 3, г), имеет конфигурацию скачков в пространстве маховского типа. Для некоторых классов V-образных крыльев [9] возможность обтекания с маховской системой плоских скачков доказана.

В общем случае скачки искривлены, и, помимо маховской системы, присутствуют отраженные скачки, взаимодействующие между собой. Последняя фиг. 3, д соответствует регулярному пересечению скачков. Эта картина течения сменяет маховскую конфигурацию волн при дальнейшем сближении крыльев. Здесь так же, как и в предыдущем случае, возникает сложная система отраженных скачков и вторичных взаимодействий.

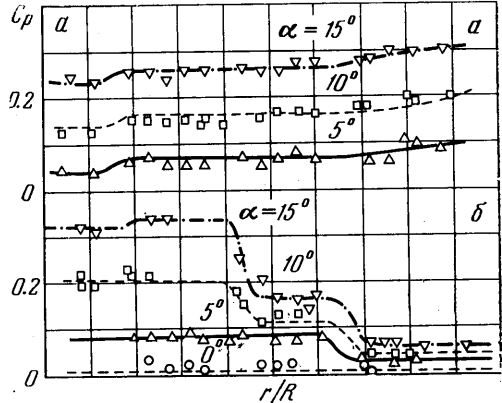
Согласно теневым снимкам, течение указанного типа сохраняется до очень малых значений угла γ ($\sim 3^\circ$), после чего область между крыльями заполняется пограничным слоем, и сверхзвуковое течение разрушается.

Схемы течений, наблюдаемые в проведенных опытах, при переходе к другим моделям будут существенно зависеть, помимо угла γ , еще от одного параметра, за который можно взять отношение площади поперечного сечения модели (область, заштрихованная на фиг. 3) к площади просвета между крыльями. Обозначим этот параметр через λ . При заданном угле γ величина параметра λ для обеих моделей изменялась от 0 ($\alpha = 0$) до некоторого значения, соответствующего углу атаки $\alpha = 15^\circ$.

Однако при углах $130^\circ \leq \gamma \leq 180^\circ$, согласно экспериментам, топологическая структура течения сохранялась для всех λ из этого диапазона. При меньших углах γ с увеличением параметра λ дополнительно появлялись отраженные от стенок скачки. Опыты показали, что с ростом λ система скачков располагается ближе к поверхности тела. Этот вывод справедлив только для малых значений λ , так как, согласно результатам [12], при несколько больших λ осуществляется обратная зависимость. В целом, та или иная схема течения в зависимости от значений λ будет иметь место в существенно разном диапазоне углов γ . Например, при уменьшении параметра λ диапазон углов γ , для которого имеют место течения типа 3θ или 3θ , возрастает. Все сказанное относится к случаю головной волны, присоединенной к передней кромке.

Наряду с оптическим исследованием, измерялись распределение давления на поверхности моделей и распределение полного давления в следе. Если обозначить расстояние от оси до дренажной точки в данном сечении через r , а расстояние в этом же сечении от оси до кромки крыла — через R , то постоянное значение r/R будет соответствовать точкам, лежащим на прямой, проходящей через вершину моделей.

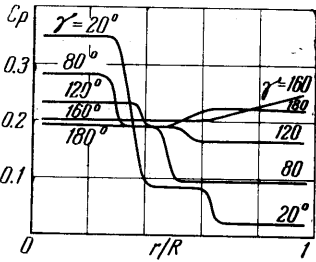
Экспериментальные значения коэффициента давления c_p в зависимости от величины r/R представлены на фиг. 4. Кривые относятся к модели 2 для углов атаки $\alpha = 0, 5, 10, 15^\circ$ и фиксированных значениях угла раскрытия $\gamma = 160^\circ$ (фиг. 4, а) и $\gamma = 40^\circ$ (фиг. 4, б). Рассмотрим поведение распределения давления $c_p = f(r/R)$ при последовательном сближении крыльев от $\gamma = 180^\circ$ до $\gamma = 20^\circ$. При углах раскрытия $\gamma = 160^\circ$ и 180° (фиг. 4, а) увеличение угла атаки приводит к возрастанию давления на крыле, причем при углах $\alpha = 10$ и 15° кривая c_p состоит из двух участков: участка повышенного давления, начинающегося от передней кромки, и участка понижения давления при подходе к плоскости симметрии крыльев.



Фиг. 4

Дальнейшее сближение крыльев качественно изменяет форму кривых распределения давления. При углах раскрытия $\gamma = 120^\circ$ и меньших увеличение угла атаки вызывает повышение давления на центральной части крыла.

В диапазоне углов $\gamma = 20-120^\circ$ (фиг. 5, б) кривая распределения давления состоит из нескольких участков: участка постоянного давления, примыкающего к кромке, переходного участка постоянного давления и участка постоянного давления вблизи плоскости симметрии крыла. Для второй модели дополнительно имеет место незначительное снижение давления вблизи линии сопряжения крыльев, которое заметно при больших углах атаки в диапазоне углов раскрытия $\gamma = 20-80^\circ$.



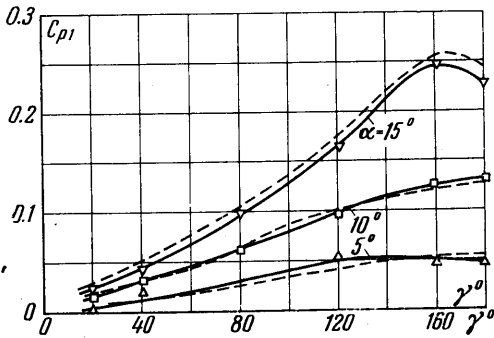
Фиг. 5

Следует отметить, что как на первой, так и на второй моделях в некоторых случаях было получено небольшое возрастание давления вблизи передней кромки крыла. В целом влияние угла раскрытия на распределение давления удобно проследить на фиг. 6, где представлены кривые распределения давления для модели 1 при угле атаки $\alpha = 15^\circ$.

На участке минимального давления, прилегающем к кромке, раскрытие крыльев равномерно повышает давление, и если при угле атаки $\alpha = 5^\circ$ это значение колеблется в пределах $(0.005 < c_p < 0.07)$, то при угле атаки $\alpha = 15^\circ$ величина коэффициента давления возрастает от 0.02 до 0.25 — для первой модели и от 0.05 до 0.26 — для второй. По мере сближения крыльев протяженность участка высокого давления уменьшается, а сама величина давления монотонно увеличивается. Наиболее существенный прирост давления имеет место при угле атаки $\alpha = 15^\circ$, коэффициент давления в этом случае достигает значения $c_p = 0.35$.

Минимальное значение давления c_{p1} в зависимости от угла γ дано на фиг. 6 (модель 1). Раскрытие крыльев так же, как и увеличение угла атаки приводит к росту величины c_{p1} . Это возрастание более заметно при $\gamma \rightarrow 180^\circ$.

Наряду с экспериментальными точками, на фиг. 6 построены расчетные кривые, основанные на том, что давление около кромки определяется присоединенным



Фиг. 6

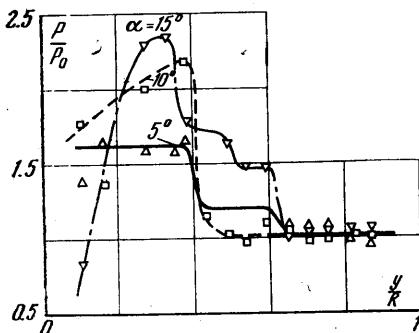
плоским скачком. Как видно из графиков, во всем диапазоне углов раскрытия расчетное значение коэффициента давления согласуется с экспериментальным. Следовательно, отмеченное выше повышение давления вблизи передней кромки носит локальный характер и связано с недостаточной остротой кромки у изготовленных моделей.

Перейдем теперь к краткому анализу поля течения в плоскости симметрии крыльев, которое измерялось при помощи гребенки полного давления. Учитывая, что за моделью сохраняется коническое течение, можно измерением полных давлений в следе судить об их значениях внутри крыльев.

Величины давлений, измеренных гребенкой, выражались в безразмерной форме в виде p/p_0 , где p — полное давление, измеренное гребенкой; p_0 — полное давление за прямым скачком в невозмущенном потоке. На фиг. 7 приведены зависимости отношения p/p_0 от величины y/R (модель 2, $\gamma = 100^\circ$). Здесь y — расстояние от оси модели до трубки в сечении гребенки; R — расстояние в этом же сечении от оси до продолжения ребра крыла.

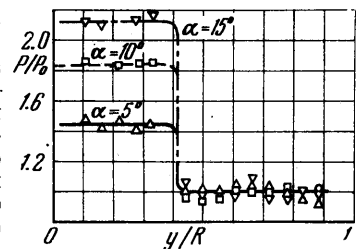
Расположение экспериментальных точек указывает, что при больших углах раскрытия моделей (до $\gamma = 80^\circ$) давление в плоскости симметрии крыльев меняется скачкообразно, принимая разные постоянные значения на отдельных участках. Первый участок низкого давления соответствует области невозмущенного потока, второй участок повышенного давления образуется в результате взаимодействия скачков уплотнения и доходит до оси модели. По мере роста угла атаки давление на втором участке повышается.

При малых углах раскрытия кривая распределения давления качественно сохраняет свой вид, однако участок повышенного давления распадается на несколько ступенек постоянного давления (фиг. 8, модель 1, $\gamma = 20^\circ$). Обращает на себя внимание снижение полного давления вблизи оси крыльев при углах $\gamma \leq 20^\circ$. В этом случае максимальное давление достигается при значениях $y/R = 0.3 \div 0.4$. Естественно предположить, что понижение давления при больших углах атаки и малых углах раскрытия связано с отрывом и заполнением пограничным слоем пространства вблизи оси симметрии крыльев.



Фиг. 8

присоединенная к кромкам крыльев. Внутри потока видимых скачков не имеется. Этот вывод подтверждается плавной кривой распределения давления на стенке, а также эпюрой полного давления в плоскости симметрии течения.



Фиг. 7

Изменение полного давления в плоскости симметрии моделей, в зависимости от угла раскрытия γ , приводится на фиг. 9 (модель 1, $\alpha = 15^\circ$). Переход от треугольного крыла к V-образному увеличивает область повышенного давления, которая состоит из участка постоянного давления вблизи оси и ступенчатого перехода к значению $p/p_0 = 1$. Сближение крыльев вызывает почти линейное увеличение максимального давления.

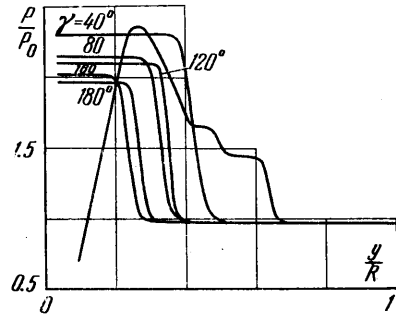
Сопоставим теперь полученные данные по распределению давления и полю полных давлений с оптической картиной течения, описанной выше. Рассмотрим сначала большие углы раскрытия крыльев. Тогда, согласно результатам измерения теневых фотографий, имеется только одна головная ударная волна,

Сопоставим теперь полученные данные по распределению давления и полю полных давлений с оптической картиной течения, описанной выше. Рассмотрим сначала большие углы раскрытия крыльев. Тогда, согласно результатам измерения теневых фотографий, имеется только одна головная ударная волна,

При углах раскрытия, меньших 120° — 140° , осуществляется маховская конфигурация скачков в пространстве. Действительно, поле полных давлений внутри крыльев соответствует потоку, прошедшему через один скачок, а распределение давления на стенке представляет кривую, состоящую из двух участков постоянного давления с резким переходом, соответствующим ножке волны, расположенной внутри течения. Вторичные скачки, отраженные от стенки,— слабые и не дают заметного изменения давления и энтропии. Дальнейшее уменьшение угла раскрытия крыльев приводит к замене маховского взаимодействия скачков регулярным. Заключение это вытекает из анализа возмущенного поля полных давлений, в котором восстановление давления оказывается выше, чем теоретическая оптимальная схема: косой плюс — прямой скачок.

При углах раскрытия γ , меньших 80° , существенными становятся вторичные отражения от стенок, которые проявляются наиболее заметно на графике распределения давления. Число участков постоянного давления теперь становится больше двух и возрастает при уменьшении γ . Интересно отметить, что для малых углов γ (например $\gamma = 20^\circ$) первые скачки, пересекаясь, не дают заметного изменения энтропии, и только вторичные и последующие пересечения значительно повышают коэффициент восстановления полного давления. Такая особенность возникает в связи с уменьшением интенсивности присоединенных к передним кромкам скачков при уменьшении угла γ . В опытах поле полных давлений определялось с целью уточнения картины течения между крыльями.

Однако эти данные имеют и самостоятельный интерес. Давно известен проект использования сжатого потока на несущих поверхностях в качестве предварительного диффузора для ВРД. Результаты эксперимента показали, что на испытанных V-образных крыльях коэффициент восстановления выше, чем в схеме оптимального плоского диффузора с косым плюс прямым скачком, и, видимо, еще далек от оптимального значения, которое можно достигнуть специальным выбором геометрических параметров крыльев.



Фиг. 9

НИИ механики МГУ

Поступило 6 IV 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Nonweiler T. Delta wings of shapes amenable to exact shock-wave theory. ARC, 1961, vol. 22, p. 644.
2. Sykes P. M. A note on the hypersonic flow past plane and inverted-V delta wings. ARC, 1961, vol. 22, p. 848.
3. Peckham D. H. On three-dimensional bodies of delta planform which can support plane attached shock waves. ARC, C.P. 1962, No. 640.
4. Squire L. C. Pressure distributions and flow patterns at M-40, on some delta wings of inverted cross sections. RAE, T. N., No. Acro 2838, ARC, 1962, 24449.
5. Towned L. H. On lifting bodies of delta planform which can support plane attached shock waves. ARC, 1963, 25277.
6. Pennelegion L., Cash R. F. and other, B. Je., Ph. D., Preliminary measurements in a shock tunnel of shock angle and under surface pressure related to a Nonweiler wing. ARC. CP., 1963, No. 684.
7. Келдыш В. В. Точные решения для несущих систем с одним и двумя плоскими скачками уплотнения. Ижж. ж., 1961, т. 1, № 3.
8. Гонор А. Л. Точное решение задачи обтекания некоторых пространственных тел сверхзвуковым потоком газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 5.
9. Гонор А. Л. Некоторые пространственные течения с маховским взаимодействием ударных волн. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
10. Kühemann D. Hypersonic aircraft and their aerodynamic problems. Progr. Aeronaut. Sci., 1965, vol. 6, Pergamon Press.
11. Гонор А. Л., Швец А. И. Исследование распределения давления на некоторых звездообразных телах при числе М-4, ПМТФ, 1965, № 6.
12. Гонор А. Л., Швец А. И. Исследование системы скачков при обтекании звездообразных тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.
13. Майкалар Г. И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел в сверхзвуковом потоке. ПММ, 1959, т. 23, вып. 2.